

Таким образом основной задачей сжигания бедных ТВС в маломощных ионных КС высоконапряженных двигателей НК-36СТ и НК-38СТ с $\pi_k \geq 25$ является обеспечение высокой полноты сгорания топлива за счет оптимизации режимных параметров в зонах горения, использование конструктивных элементов для лучшего перемешивания продуктов сгорания дежурной зоны с гомогенной ТВС в основной зоне горения с учетом рассмотренных выше особенностей взаимодействия зон горения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Основные проблемы создания малотоксичных систем горения авиационных ГТУ. / Постников А.М., Цыбизов Ю.И., Сударев А.В., Игначков С.М. // РАН, конференция «Проблемы сжигания углеводородных топлив», Москва, 20...23 мая 1998г.
2. Проблемы снижения эмиссии вредных веществ и результаты обработки параметров высокотемпературного ГТД НК-38СТ на базе конвертируемого двигателя НК-93. / Игначков С.М., Лавров В.Н., Крыжановский А.И., Цыбизов Ю.И. // РАН, конференция «Проблемы сжигания углеводородных топлив», Москва, 20...23 мая 1998г.
3. Снижение NO_x на богато-бедных смесях. / Зарзалис Н., Джус Ф. и др. // AIAA/SAS/ASME, Propulsion Conference, July, 1992г.

УДК 535.36: 621.43.056

ТЕСТИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ МЕЛКОСТИ НА МАКЕТАХ И МОДЕЛЯХ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ

Лукачев С.В., Диденко А.А., Рогалев В.В., Жижкин М.А.

*Самарский государственный аэрокосмический университет,
ОАО СНТК имени Н.Д. Кузнецова, г. Самара*

1. АКТУАЛЬНОСТЬ ЗАДАЧИ И ЦЕЛЬ ИССЛЕДОВАНИЯ

В системах с горением жидкого топлива – в топках или камерах сгорания двигателей, в которых топливо в зону горения подается в распыленном на капли виде, характеристики образующихся пламен и выходные характеристики камер сгорания существенно могут зависеть от качества распыливания топлива [1, 3]. Как правило, с повышением мелкости и равномерности распыливания большинство характеристик сгорания улучшается. Однако некоторые из них, такие, например, как «бедный» срыв пламени и эмиссия окислов азота в камерах сгорания ГТД, могут изменяться неоднозначно, про-

тивоположным образом или даже с наличием гистерезиса [2, 3]. В связи с этим, при создании камер сгорания (КС) и двигателей требуется знать уровень качества распыливания топлива, изменение его по режимам работы и умение им управлять.

• Для определения параметров качества распыливания в НИЛ-49 (СГАУ) создана и эксплуатируется установка, оснащенная 35-канальным сборником жидкого топлива и лазерно-оптическим измерителем мелкости капель. Создано также соответствующее методическое и математическое обеспечение, накоплен большой объем данных по качеству распыливания топлива форсунками газотурбинных и поршневых двигателей, имеющиеся результаты используются для анализа процессов горения и характеристик КС [3, 5].

В настоящее время АО СНТК совместно с СГАУ ведут работы по созданию модельной КС с многоточечным впрыском топлива [4]. Камера сгорания предназначена для исследования влияния качества распыливания топлива и смесеобразования на температурные поля и эмиссию вредных веществ. Для этого она оборудуется пакетом игольчатых распылителей пневматического типа в количестве 36 штук (6×6), которые должны обеспечить независимую от расхода топлива регулировку уровня мелкости капель и распределения капель по размерам. В связи с возникшей необходимостью тщательного контроля параметров мелкости распыла остро встала задача о гарантиях четкого определения средних диаметров капель (СДК) и функции распределения капель по размерам $f(r)$, о достаточной адекватности и точности информации, получаемой с помощью имеющегося в НИЛ-49 оптического измерителя мелкости. По сути дела, речь идет о проведении дополнительного его тестирования к тому, которое ранее было уже сделано [3].

Суть задачи тестирования состоит в следующем. Оптические данные, которые появляются в процессе использования лазерно-оптического измерителя и по которым в дальнейшем определяются СДК и $f(r)$, «зашумлены» паразитными оптическими распределениями и фоном. При избавлении от них у нас получают пространственные распределения информационной части оптического сигнала, которые существенно отличаются от распределений, предсказываемых теорией, лежащей в основе используемого оптического метода [6, 7, 10]. Предполагалось, что дополнительное тестирование измерителя и методик обработки на физических и математических макетах «высокого разрешения» позволит выявить причины имеющих расхожде-

ний, т.е. снять возникающие неопределенности, и улучшить, в конечном итоге, используемые методики.

Ниже представлены результаты, полученные в ходе тестирования.

Перед их обсуждением необходимо дать пояснение термину «макеты высокого разрешения». Смысл его в том, что в отличие от обычно применяемых для тестирования физических макетов, содержащих не более 4-5 типоразмеров частиц [10], макеты, используемые в данном исследовании, были изготовлены по уникальной технологии, позволяющей иметь 10 и более типоразмеров. Причем, в процессе изготовления макетов для контроля размеров и общего числа частиц не потребовалось использование микроскопа или микронных сит для просеивания. С другой стороны, большое число типоразмеров позволяет конструировать практически любые по виду функции распределения $f(r)$. Последнее как раз и составляет главный смысл термина «макет высокого разрешения». Дополнительно, для предсказания и детальной интерпретации получаемых оптических распределений, разработана математическая модель пространственно-расположенных и рассеивающих свет частиц, имитирующая в упрощенном варианте работу физического макета.

2. АНАЛИЗ КАРТИН ДИФРАКЦИИ

(а) Определяющие выражения для параметров мелкости капель

В общем случае величина СДК может быть выражена как через функцию распределения $f(r)$, так и измерена независимо от неё, многие методики это позволяют. Напомним, функция распределения показывает относительное количество капель N_i/N того или иного i -го размера (радиуса r_i), отнесенное к ширине размерного поддиапазона $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$. Через $f(r)$ могут быть подсчитаны средний арифметический (или модальный) радиус капель – r_{10} , средний по суммарной поверхности – r_{20} , средний по объему (медианный) – r_{30} и другие радиусы (и, соответственно, диаметры капель). Наибольшее употребление получил так называемый средний объемно-поверхностный диаметр капель – d_{32} (диаметр по Заутеру). Если спектр размеров капель представлять через конечное число их фракций n , то $f(r)$ будет являться дискретной функцией. С учетом сказанного:

$$f(r_i) = \frac{N_i}{N \cdot \Delta r_i}, \quad d_{32} = \frac{\sum_{i=1}^n N_i \cdot d_i^3}{\sum_{i=1}^n N_i \cdot d_i^2} = \frac{d_{30}^3}{d_{20}^2} = 2 \cdot \frac{\sum_{i=1}^n r_i^3 \cdot f(r_i) \cdot \Delta r_i}{\sum_{i=1}^n r_i^2 \cdot f(r_i) \cdot \Delta r_i} \quad (1)$$

(б) Оптическая схема измерителя мелкости

Принцип действия измерителя мелкости основан на создании и анализе картин дифракции, возникающих при освещении капель узкополосным источником света. Его оптическая схема показана на рис.1 – это классический вариант для измерителей, работающих по методу так называемого малоуглового рассеяния. Измеритель состоит из He-Ne- лазера (1), блока оптических деталей (2), формирующих пучок (3) с равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении, служащий для освещения капель (4), главной собирающей линзы (5), выполняющей основные преобразования с дифрагирующим на каплях светом (6) и со светом, проходящим мимо них без дифракции (7), и подвижного фотодетектора (фотоприемника) (8). Фотоприемник служит для измерения распределений интенсивности света в анализируемых картинах дифракции.

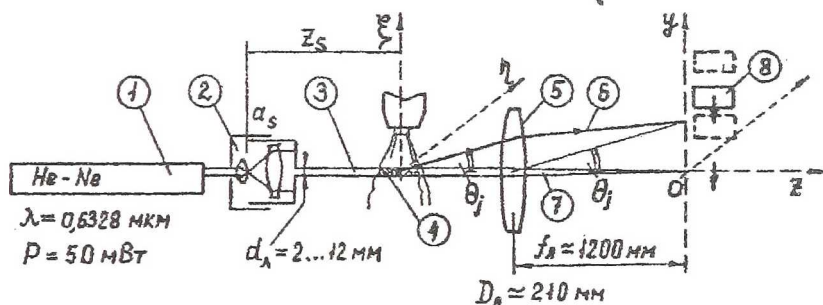


Рис.1. Оптическая схема измерителя мелкости капель (частиц)

(в) Теоретические основания методик обработки оптической информации

При освещении системы каплей (4) или заменяющих их частиц на них происходит дифракция света. Дифрагирующий свет распространяется вперед в узком конусе углов рассеяния $\theta = (0...30) \cdot 10^{-3}$ рад, и на некотором большом расстоянии за частицами, на экране, можно наблюдать результирующую картину. Она центрирована линзой на оптической оси освещающего пучка, имеет круговую симметрию и определенный закон изменения яркости (интенсивности света) от центра к периферии: в центре картины яркость наибольшая, а к периферии она убывает практически до нуля. В связи с круговой симметрией картины распределение интенсивности в ней достаточно изме-

рять в какой-либо из плоскостей симметрии, например в плоскости zOy . В реализованной нами схеме фотоприемник перемещается вдоль оси y ; измерения производятся в 40...120 точках.

По поперечному размеру картины дифракции (на некотором уровне уменьшения яркости в ней), общей её яркости и характеру её изменения в направлении от центра с помощью специальных математических методов определяются параметры мелкости распыла – СДК и $f(r)$. Предварительно, однако, как уже отмечалось во вводной части, распределение дифракционно рассеянного света должно быть очищено от искажающих его «паразитных» оптических распределений и фона.

В НИЛ-49 СГАУ разработана собственная методика предварительной обработки оптических распределений и реализовано три метода отыскания $f(r)$ и два - для определения СДК [3].

В основе используемых методик предварительной и методов конечной обработки оптических распределений лежат следующие теоретические представления.

При дифракции света на одной частице круглом отверстии, непрозрачном диске или сфере такого же радиуса r , удовлетворяющих условию крупности $\rho = 2\pi r/\lambda \geq 30$ [6], возникает известная картина дифракции Фраунгофера, представляющая собой набор чередующихся темных и светлых колец с ярким диском в центре. Распределение интенсивности света в ней $I^{(0)}(\theta_j)$ по углу рассеяния θ_j (или освещенности на экране наблюдения) описывается через функцию Бесселя 1-го рода, 1-го порядка J_1 [8]:

$$I^{(0)}(\theta_j) = I_0 \frac{1}{f_n^2} \left(\frac{\pi r^2}{\lambda} \right)^2 \left\{ \frac{2J_1(\rho_j \theta_j)}{\rho_j \theta_j} \right\}^2, \quad (2)$$

где: I_0 - интенсивность света в исходном пучке, освещающем частицы; f_n - фокусное расстояние линзы; $\theta_j = y/f_n$. Влияние абсолютного размера частиц показано на рис.2 (а). С уменьшением радиуса частицы картина получается шире, но с меньшей, соответственно, яркостью вблизи оптической оси, так как от частиц меньшего размера свет рассеивается на большие углы. И наоборот.

Поскольку для классических методик важно зафиксировать лишь характер изменения интенсивности в картине дифракции, поэтому, производя нормировку на значение интенсивности в центре картины $I_q^{(i)}$, получим рас-

пределение интенсивности в удобном - относительном виде. В частности, на основании (2) для случая одной частицы будем иметь:

$$\bar{I}^{(i)}(\theta_j) = \frac{I^{(i)}(\theta_j)}{I_0^{(i)}} = \left\{ \frac{2J_1(\rho_i \theta_j)}{\rho_i \theta_j} \right\}^2 \quad (3)$$

Если в дифракции участвует более чем одна частица и источник света монохроматический и точечный, то потоки света, падающие на каждую из частиц, достаточно когерентны. В итоге суммарная картина должна получаться такой, как на рис.2 (б): дифракционные кольца от индивидуальных картин при наложении друг на друга взаимно скомпенсируются и дадут общую картину с плавной направляющей, а на неё наложатся несогласованные высокочастотные колебания от взаимной интерференции индивидуальных световых потоков [8, 9, 10]. В этих колебаниях сложным образом «закодирована» информация о пространственном расположении частиц.

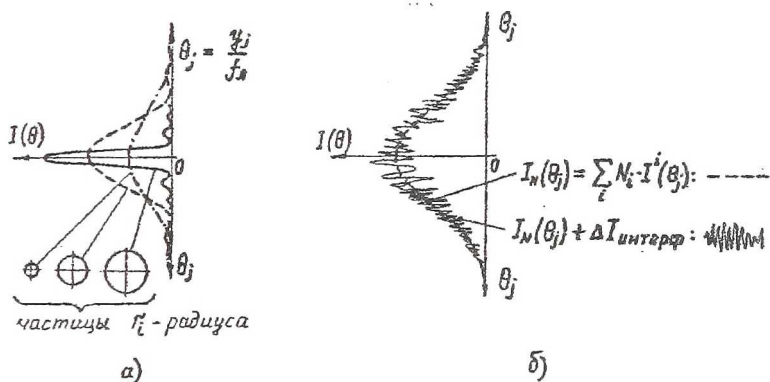


Рис. 2. Распределения интенсивности света в картинах дифракции от частиц различного радиуса:

- а) – для одиночных и групп монодисперсных частиц при условии статистической независимости рассеяния света;
- б) – для полидисперсных частиц с учетом и без учета взаимной интерференции рассеянных потоков света

В факеле распыла в дифракции одновременно участвует громадное число случайно расположенных в пространстве капель. В результате, колебания интенсивности от интерференционных эффектов начинают носить характер «шума». Он может быть сглажен известными методами [10], причем без потери информации о числе и размерах частиц. При этом считается, что сгла-

живание должно производиться так, чтобы аппроксимирующая кривая совпадала со средней суммарной интенсивностью (рис.2 б), которая, как уже отмечалось выше, представляет собой простую сумму индивидуальных интенсивностей. Сглаживание интерференционных добавок до нуля, другими словами, означает, что допускается условие статистической независимости рассеянного света. Как будет показано ниже, такой же результат получается в случае освещения капель точечным источником некогерентного света.

В рамках статистической независимости рассеяния света, опираясь на представления геометрической оптики, можно доказать, что собирающая линза (5) (рис.1) центрирует при этом все картины на оптической оси и делает их независимыми от положения частиц относительно оптической оси и самой линзы [8, 9, 10]. В результате наложения «исправленных» линзой полей общая картина получается четкой, как от одной частицы, но в N_i раз ярче. При этом также сохраняется круговая симметрия относительно оптической оси и общий закон изменения интенсивности. И, следовательно, представленные на рис.2 (а) распределения интенсивности можно одновременно понимать и как распределения интенсивности для одиночных частиц различного размера и как распределения суммарной интенсивности для N_i частиц, соответственно, того же размера.

В рамках указанных допущений суммарная интенсивность может быть выражена посредством следующих формул [6, 8].

Для случая N_i случайно расположенных в пространстве частиц одинакового радиуса r_i (монодисперсные частицы) – полная интенсивность будет равна:

$$I_{N_i}(\theta_j) = N_i \cdot I_0 \frac{1}{f_s^2} \left(\frac{\pi r^2}{\lambda} \right)^2 \left\{ \frac{2J_1(\rho_i \theta_j)}{\rho_i \theta_j} \right\}^2 = N_i \cdot I^{(0)}(\theta_j) , \quad (4)$$

относительная интенсивность [2], как и для одной частицы:

$$\bar{I}_{N_i}(\theta_j) = \frac{I_{N_i}(\theta_j)}{I_{N_i}} = \left\{ \frac{2J_1(\rho_i \theta_j)}{\rho_i \theta_j} \right\}^2 , \quad (5)$$

- не зависит от числа частиц.

Для N частиц различного радиуса (полидисперсные частицы), представленных некоторой функцией распределения $f(r_i)$, суммарная интенсивность будет равна:

$$I_N(\theta_j) = \sum_{i=1}^n N_i \cdot I_{N_i}(\theta_j) = N \cdot I_0 \frac{\pi^2}{f_n^2 \lambda^2} \sum_{i=1}^n r_i^4 f(r_i) \left\{ \frac{2J_1(\rho_i \theta_j)}{\rho_i \theta_j} \right\} \Delta r_i \quad (6)$$

и, соответственно, относительная интенсивность:

$$\bar{I}_N(\theta_j) = \frac{\sum_{i=1}^n r_i^4 \left\{ \frac{2J_1(\rho_i \theta_j)}{\rho_i \theta_j} \right\}^2 \cdot f(r_i) \cdot \Delta r_i}{\sum_{i=1}^n r_i^4 \cdot f(r_i) \cdot \Delta r_i} \quad (7)$$

Итак, в обоих последних случаях для N случайно расположенных частиц в рамках принятых представлений распределение суммарной интенсивности будет гладким. Кроме того, для монодисперсных частиц - картина дифракции будет с четко наблюдаемыми кольцами (рис.2 а), для полидисперсных частиц - суммарная интенсивность будет иметь плавный закон изменения (рис.2 б - пунктир) - от единицы на оптической оси, до нуля на периферии, при этом дифракционные кольца от частиц различных групп при суммировании (наложении друг на друга) взаимно компенсируются.

(г) Методы отыскания $f(r)$ и СДК

С точки зрения математики для каждого j -го угла рассеяния суммарная интенсивность по формуле (6) является линейной комбинацией индивидуальных интенсивностей, где в качестве коэффициентов выступают значения числа частиц N_i . Эта же функциональная зависимость может быть представлена и в интегральном виде:

$$I_N(\theta_j) = N \cdot I_0 \frac{\pi^2}{f_n^2 \lambda^2} \int_0^\infty r^4 f(r) \left\{ \frac{2J_1(\rho \theta_j)}{\rho \theta_j} \right\} dr \quad (8)$$

Отыскание $f(r)$ из под знака интеграла в (8) или из-под знака суммы в (6), т.е. обращение интеграла или суммы относительно $f(r)$ с целью её определения относится к классу обратных задач, в частности, светорассеяния. Для решения подобного класса задач известны соответствующие методы. В НИЛ-49 СГАУ методически и программно реализованы три метода для определения $f(r)$ и два метода определения собственно СДК [3]. Это, соответственно: методы аналитически точного интегрального обращения К.С.Шифрина, аналитически точного матричного псевдообращения Гревилля и метод условного градиента минимизации обобщенной невязки в форме квадратичного функционала (по типу одного из методов регулирующих алгоритмов А.Н.Тихонова), а также метод обобщенной индикатрисы Доб-

бинса и метод интегрирующей диафрагмы А.Г.Голубева, В.И. Ягодкина (ЦИАМ).

В предыдущем выпуске Вестника СГАУ [4] приводились уже данные по использованию перечисленных методов, в частности, метода минимизации квадратичного функционала. Данный метод очень эффективен в случае, если оптические измерения суммарной интенсивности выполняются с ошибками до 10...25%, что, как правило, неизбежно из-за наличия колебаний интенсивности по углу рассеяния (влияние интерференции). В случае, если после сглаживания график относительной суммарной интенсивности (индикатрисы рассеяния) получается с уровнем колебаний не более 4.5 %, надежные результаты по $f(r)$ дают методы аналитически точного обращения. На рис.3 представлены данные по использованию метода К.С.Шифрина для почти гладких индикатрис рассеяния при отыскании $f(r)$ двух типов.

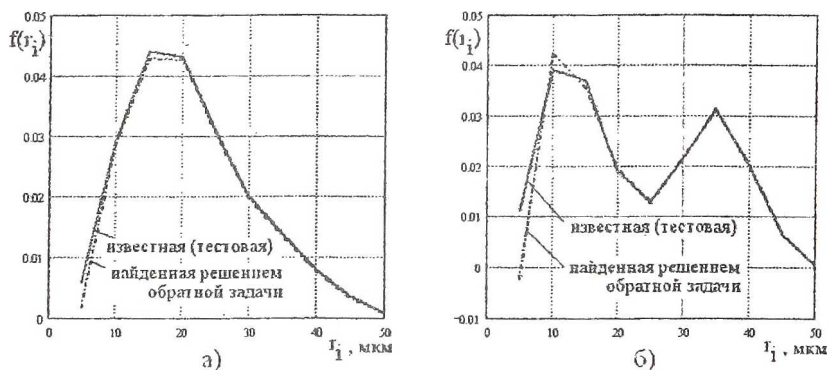


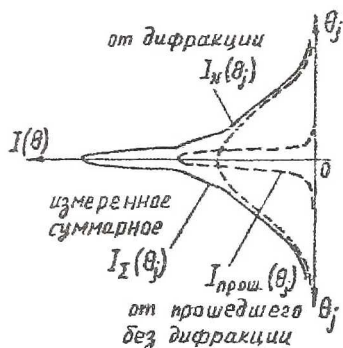
Рис. 3. Отыскание функций распределения по методу интегрального обращения К.С. Шифрина

На практике отыскание $f(r)$ существенно затруднено по той причине, что распределение дифракционно рассеянного света искажено или, точнее сказать [10], «маскируется» наложением вблизи оптической оси паразитного распределения от света, который проходит в межкапельном пространстве и в дифракции не участвует. В результате распределение интенсивности имеет вид, какой показан на рис.4.

Отделение паразитного распределения от дифракционного, несущего необходимую информацию о параметрах мелкости распыла, имеет принципиальное значение, поскольку в соответствии со способом представления индикатрис рассеяния и большинством используемых методов их обработки

Рис. 4. Маскировка распределения интенсивности дифракционно рассеянного света светом, прошедшим без дифракции (распределения сглажены)

требуется весьма определенно и точно знать значение суммарной интенсивности в центре дифракционной картины. К сожалению, нам не удалось найти в специальной литературе ясных рекомендаций на этот счет, в результате потребовалась разработка собственной методики отделения паразитного распределения [3].



(д) Методика отделения паразитного распределения света

Этап 1. Сначала, при отсутствии частиц на пути освещающего пучка, с помощью подвижного фотоприемника (рис.1) измеряется суммарное распределение интенсивности $I_0(\theta_j)$ от всего света, содержащегося в исходном пучке, - это так называемое “нулевое” распределение (рис.5 а).

Этап 2. С помощью специального измерителя световой мощности, размещаемого на расстоянии в несколько метров за фокальной плоскостью, измеряется величина полного потока света в исходном пучке – P_0 .

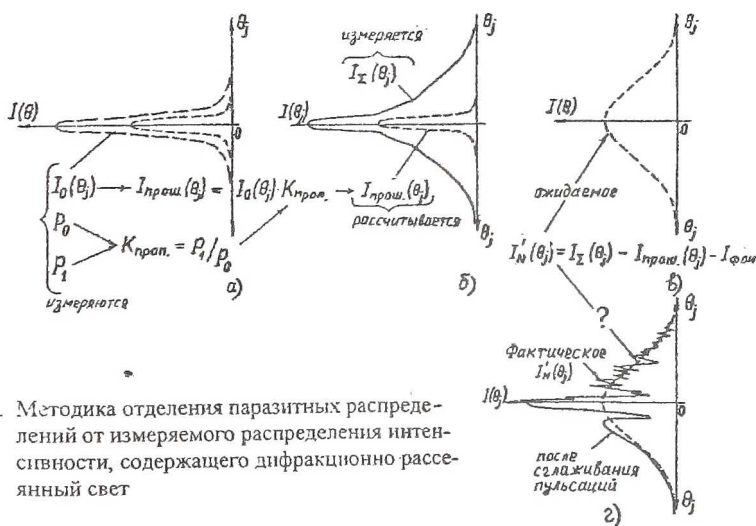


Рис. 5. Методика отделения паразитных распределений от измеряемого распределения интенсивности, содержащего дифракционно рассеянный свет

Этап 3. На пути освещающего пучка помещаются частицы макета (или капли в натурном эксперименте) и измеряется суммарное распределение интенсивности $I_{\Sigma}(\theta_j)$, содержащее как распределение от дифракционно рассеянного света, так и распределение от света, прошедшего между частицами без дифракции (рис.4 и 5б). Поскольку свет, испытавший дифракцию, расходится под большими углами, чем проходящий без дифракции, а уменьшение интенсивности обратно пропорционально квадрату расстояния, следовательно на некотором значительном расстоянии от фокальной плоскости (как и на предыдущем этапе) вблизи оптической оси будет заметно присутствие лишь света, проходящего мимо частиц без дифракции. Следовательно, без большой погрешности мы имеем возможность измерить полный поток прошедшего без дифракции света – $P_{\text{прош.}}$ и вычислить коэффициент пропускания макета $K_{\text{прош.}}$ (см. рис. 5 а)

Этап 4. Нетрудно заметить, что распределение интенсивности проходящего без дифракции света $I_{\text{прош.}}(\theta_j)$ это, по сути дела, есть исходное, “нулевое” распределение $I_0(\theta_j)$, но только ослабленное за счет присутствия частиц (рис.4 и 5 а,б). Следовательно, не имея возможности непосредственно измерить $I_{\text{прош.}}(\theta_j)$, мы можем его вычислить путем простого умножения $I_0(\theta_j)$ на величину $K_{\text{прош.}}$ [3].

Вычитая $K_{\text{прош.}} \cdot I_0(\theta_j)$ и естественный фон, имеющийся в помещении, из $I_{\Sigma}(\theta_j)$, получим искомое распределение интенсивности дифракционно рассеянного света $I'_N(\theta_j)$ (рис.4 и 5 в).

Найденное таким образом распределение дифракционно рассеянного света $I'_N(\theta_j)$ условимся называть «распределением по методу исключения».

(е) Главная проблема исследования и пути её решения

По первоначальному замыслу предполагалось, что характер протекания $I'_N(\theta_j)$ по углу рассеяния будет полностью совпадать с протеканием суммарной интенсивности, определяемой формулами (6) и (7), подтверждая тем самым предположение о статистической независимости рассеяния света множества случайным образом расположенных частиц. В действительности же, как при измерениях на факелах распыленного топлива, так и при изме-

рениях на макетах аэрозольных частиц индикатриса $I'_N(\theta_j)$, получаемая по методу исключения, регулярно имела провалы интенсивности вблизи оптической оси и мощный пик на самой оси [3] (рис. 5 г). Из-за отсутствия в специальной литературе каких-либо сведений о протекании индикатрисы на указанном участке на основе представлений, имеющихся в [8, 9, 10], был предпринят анализ некоторых из причин. Однако он не дал приемлемых результатов [3].

Вследствие изложенных причин решено было изготовить такие макеты частиц, которые позволяли бы сразу измерять распределение дифракционно рассеянного света без всяких предварительных этапов его получения. Кроме того, макеты должны содержать полидисперсные частицы с большим числом типоразмеров для того, чтобы, с одной стороны, иметь максимально благоприятные возможности по сглаживанию высокочастотных колебаний интенсивности, а с другой стороны – качественно моделировать функцию распределения частиц по размерам $f(r)$. Такие макеты были изготовлены, частично технология их изготовления изложена в [3]. Макеты представляют собой плоские непрозрачные экраны с полидисперсными частицами в форме круглых отверстий.

Первые же индикатрисы дифракционно рассеянного света (см. рис. 6 (б) на с.119), полученные с применением физических макетов «высокого разрешения», имели колебательный характер протекания во всем диапазоне углов, что указывало на необходимость учета в расчетных методах интерференции индивидуальных световых потоков. С другой стороны, индикатрисы также содержали приосевой провал интенсивности света и мощный её пик на самой оптической оси, т.е. в центре дифракционной картины. В силу того, что иных объяснений указанным особенностям больше не имелось [3], кроме как через учет интерференции, решено было на основе представлений статистической оптики [9] разработать подробную математическую модель – аналог физического макета, которая максимально полно бы моделировала процессы распространения и интерференции дифракционно рассеянного света. Такая модель также была создана. Основные выражения, вошедшие в неё, приводятся ниже. Данная модель получила название математического макета «высокого разрешения».

(ж) *Математическая модель дифракции для двух и более частиц*

Согласно [9], при дифракции света на двух частицах радиусов r_1 и r_2 ,

расположенных в плоскости предмета, перпендикулярной оси луча, с координатами (η_1, ξ_1) и (η_2, ξ_2) , освещаемых источником квазимонохроматического света с радиусом (или размером когерентности) a_s , взаимная интенсивность может быть выражена формулой:

$$I_{12}(\theta_j) = I^{(1)}(\theta_j) + I^{(2)}(\theta_j) + 2\sqrt{I^{(1)}(\theta_j)I^{(2)}(\theta_j)} \cdot \mu_{12} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\eta_{12} \cdot \theta_j + \varphi_{12}\right), \quad (9)$$

где первые два слагаемых справа – это индивидуальные интенсивности от каждой из частиц, вычисляемые по (2), третье слагаемое – это эффект от интерференции световых волн; φ_{12} – разность фаз, которой в первом приближении можно пренебречь; $\Delta\eta_{12}$ – расстояние между частицами в плоскости предмета вдоль оси $O\eta$; μ_{12} – комплексный коэффициент взаимной когерентности [9], вычисляемый по схожей с (3) формуле:

$$\mu_{12} = \left\{ \frac{2J_1(2\pi a_s \cdot l_{12}(\eta, \xi)/z_s)}{2\pi a_s \cdot l_{12}(\eta, \xi)/z_s} \right\}, \quad (10)$$

где $l_{12}(\eta, \xi) = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\xi^2}$ – расстояние между центрами частиц в плоскости предмета. Для некоторого начения комплексного коэффициента взаимной когерентности $0 < \mu_{12} < 1$ картина дифракции будет состоять из набора чередующихся темных и светлых полос, перпендикулярных линии, соединяющей центры частиц в плоскости предмета $\eta O \xi$. Она будет располагаться в пределах индивидуальной картины от одной частицы [8, 10]. Яркость и “темнота” полос будет при этом плавно изменяться в соответствии с изменением индивидуальной относительной интенсивности. Соответственно распределение интенсивности в данной картине, в плоскости, перпендикулярной полосам, будет выглядеть как пакет косинусоидальных колебаний, приподнятых в центре картины на пьедестал.

С уменьшением расстояния между частицами $l_{12}(\eta, \xi)$ частота колебаний от интерференционных вкладов уменьшается, амплитуда увеличивается, увеличивается и видность полос, и наоборот. Причем, если расстояние между частицами окажется равным характерному размеру источника a_s , полос в распределении не будет.

При дифракции на небольшом числе N частиц i -го одинакового размера (монодисперсные частицы) интенсивность в каждой j -ой точке картины будет складываться из суммы индивидуальных интенсивностей и $\frac{1}{2} N_i \cdot N_i = N_i$

добавок, учитывающих в соответствии с (9) интерференционные вклады от каждой пары частиц. С использованием (9) и (10) полная интенсивность будет выражаться формулой:

$$I_N(\theta_j) = I^{(i)}(\theta_j) \cdot N \cdot \left\{ 1 + \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{m=i+1}^N \mu_{i,m} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta \eta_{i,m} \cdot \theta_j\right) \right\}, \quad (11)$$

Соответственно, для относительной, нормированной по значению в центре, интенсивности получим:

$$\bar{I}_N(\theta_j) = \bar{I}^{(i)}(\theta_j) \cdot \frac{\left\{ 1 + \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{m=i+1}^N \mu_{i,m} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta \eta_{i,m} \cdot \theta_j\right) \right\}}{\left\{ 1 + \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{m=i+1}^N \mu_{i,m} \right\}}. \quad (12)$$

(Для простоты нижний индекс у N в (11) и (12) опущен) При достаточно большом числе произвольно расположенных частиц картина вновь приобретает круговую симметрию. При этом, согласно [10], колебания интенсивности от интерференционных вкладов выглядят как оптический шум, а осредненное значение интенсивности в своем протекании приближается к протеканию простой суммы индивидуальных интенсивностей. С увеличением N , картина дифракции все более сглаживается.

Если освещается в сумме N частиц различного радиуса (полидисперсные частицы), представленных некоторой функцией распределения $f(r_i)$, то суммарная интенсивность, также как и в предыдущем случае, будет выражаться через суммы индивидуальных интенсивностей и $\frac{1}{2}N \cdot N - N$ интерференционных добавок от каждой пары частиц. Формулы для этого, самого общего, случая получаются существенно более сложными и здесь не приводятся. Картина же дифракции получается похожей для предыдущего случая. При этом она имеет ясно выраженную круговую симметрию и заметную плавность.

Согласно [10], получаемая в измерениях плавность картины зависит от размеров диафрагмы фотоприемника. В частности, при достаточно малой её величине можно зафиксировать колебания интенсивности, связанные с вкладами от интерференционных добавок, а при больших диафрагмах – колебания сгладить. В [9] указывается также на добавки от спекл-шумов, что зрительно воспринимается как характерная зернистость изображений, хорошо заметная при использовании, в частности, лазерных источников света.

Согласно [6, 7, 10], средняя интенсивность изменяется плавно по характерному закону от максимального значения в центре картины до нуля на периферии. При этом, согласно [10], средняя интенсивность является как бы средней линией, проходящей по середине пульсаций, причем, согласно [6], принимается, что средняя интенсивность света является простой суммой индивидуальных интенсивностей.

В соответствии с последним следует, что положительный и отрицательный вклад от интерференционных добавок взаимно подавляется. Иначе это означает, что комплексные коэффициенты взаимной когерентности условно можно принять равными нулю. Т.е., в связи с беспорядочностью расположения рассеивающих частиц будем иметь в этом случае как бы статистически независимое рассеяние света.

Изложенная математическая модель позволяет анализировать протекание индикатрис, полученных на макетах, и предсказывать его в зависимости от особенностей используемой оптической системы.

(г) *Анализ индикатрис рассеяния, полученных для физических макетов «высокого разрешения»*

Для физического макета №1, имеющего общее число частиц $N = 1639$, функция распределения частиц по размерам имеет вид, как на рис.3 (а). Размеры частиц изменяются в диапазоне $d_i = 5...140$ мкм с шириной поддиапазона $\Delta d_i = 15$ мкм. Подсчитанный по формуле (1) средний диаметр частиц по Заутеру $d_{32} = 79,92$ мкм – это паспортное значение d_{32} для макета №1. На рис.6 приведены опытные индикатрисы рассеяния, полученные для данного макета в непосредственных измерениях. Опытные индикатрисы сглаживаются по методу наименьших квадратов (МНК) и на рис.6 они сопоставляются с индикатрисой, рассчитанной по формуле (7) в предположении статистической независимости светорассеяния.

Из сопоставления индикатрис на рис.6 (б) видно, что характер их протекания хорошо согласуется, расхождение в протекании находится на уровне 6%. Хорошо также совпали индикатрисы по своей ширине, определяемой для уровня уменьшения интенсивности в 10 раз по сравнению с её значением в центре диаграммы. Поскольку ширина диаграммы на уровне уменьшения интенсивности в 10 раз хорошо коррелирует со значением d_{32} [3] и используется для их определения, поэтому хорошее совпадение с откликом в 4,5% по-

лучилось между $d_{32} = 83,35 \pm 3,5$ мкм для опытной индикатрисы и паспортным его значением для макета 79,92 мкм.

У измеренной, но не сглаженной индикатрисы (рис.6), можно выделить следующие особенности в протекании.

Во-первых, подчеркнем опять главное – в противовес ожидаемому по гипотезе о статистически независимом светорассеянии индикатриса, полученная для макета, имеет провал и пик освещенности вблизи оптической оси и на самой оси. Пока их наличие можно отнести на счет сильного проявления интерференционных эффектов для плоских макетов.

Во-вторых, амплитуда колебаний оптического спектра, наличие которых связано с проявлением интерференции, увеличивается с приближением к оптической оси, что указывает на пропорциональность вклада от интерференции простой сумме интенсивностей, т.е. получено качественное подтверждение структуры формулы (9).

В-третьих, зафиксированные колебания оказались низкочастотными и не обнаруживают наложение на них высокочастотных составляющих, что, очевидно, должно указывать на преимущественный вклад в общую картину света, рассеянного какой-то определяющей группой частиц. Дополнительным подтверждением данного предположения является примерное постоянство расстояния (полупериода) в угловом измерении между соседними максимумами и минимумами колебаний, равное, в частности $\Delta\theta = 1,25 \cdot 10^{-3}$ рад.

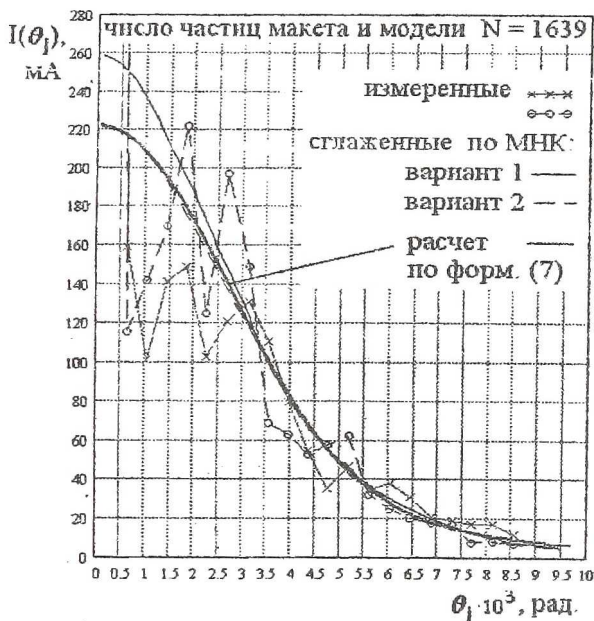


Рис. 6. Сопоставление опытных и расчетной индикатрисы рассеяния для физического макета № 1

Для привлечения к анализу разработанной математической модели макета «высокого разрешения» (формулы (9)-(12)) необходимо определиться, в первую очередь, с величиной радиуса источника квазимонохроматического излучения a_s , при этом величину z_s — расстояния от частиц макета до «точечного» источника — можно взять непосредственно по фактическому его значению для оптической схемы измерителя. Как следует из комментариев после формулы (10), определиться с величиной a_s весьма важно, поскольку от соотношения с ней среднего размера частиц и расстояния между ними зависит общий вид индикатрисы.

Если высказанная выше гипотеза об определяющем вкладе в вид индикатрисы отдельной группы частиц верна, то согласно [8, 9] по полупериоду колебаний можно вычислить среднее расстояние между определяющими частицами $l_{экс} = \lambda/\Delta\theta = 0,6328 \text{ мкм}/1,25 \cdot 10^{-3} = 506,2 \text{ мкм}$. Если на каждую из них будет приходиться примерно одинаковая доля от площади поперечного сечения освещающего пучка S_n , имеющего диаметр b мм, то количество определяющих частиц будет порядка $N_{экс} = S_n/l_{экс} \approx 110$ штук.

Определим средний уровень размеров частиц, определяющих общий вид индикатрисы. Рассуждать будем следующим образом. С точки зрения количества рассеянного света удельный вклад частицы пропорционален квадрату её радиуса r^2 . Следовательно, с увеличением размеров частиц их вклад должен увеличиваться и значит наибольший вклад дает группа наиболее крупных частиц из последних размерных поддиапазонов. Вклад этих частиц можно для простоты приписать вкладу некоторых эквивалентных частиц. Их количество и размеры можно определить, например, как среднее арифметическое для последних групп частиц макета. Сколько последних групп частиц необходимо взять для вычислений легко установить последовательным их включением в осреднение, так как среднее количество определяющих частиц должно примерно равняться 110. С учетом сказанного подсчет числа определяющих частиц и среднюю величину их диаметра выполним по следующим формулам:

$$N_{экс}(p) = \frac{1}{p} \cdot \sum_{j=N-p}^N N_j \quad \text{и} \quad d_{экс} = \frac{\sum_{j=p-1}^N N_j \cdot 2r_j}{\sum_{j=p-1}^N N_j} \quad (13)$$

В соответствии с данными для макета №1 получено, что необходимо включить в суммирование $p = 6$ последних групп частиц, чтобы выполнялось

равенство $N_{\text{экв}}$ величине 110. Соответственно, подсчитанный по второй формуле в (13) $d_{\text{экв}}$ оказался равным 82,6 мкм.

Обращает на себя внимание близость среднего диаметра определяющих частиц к величинам полученных выше d_{32} 83,5 и 79,92 мкм. Другими словами можно, очевидно, заключить, что величина среднезаутеровского диаметра играет роль размера частиц, определяющих вид индикатрисы. Может быть, именно это обстоятельство является одной из причин хорошей корреляции индикатрис с величиной d_{32} в методе обобщенной индикатрисы Доббинса [3].

Для подключения к анализу математической модели осталось определить величину радиуса источника a_s (условной элементарной площадки когерентности на поверхности источника [9]). В соответствии с угловым положением $\theta_{\min} = 0,85 \cdot 10^{-3}$ рад приосевого провала у индикатрисы (см. рис.6), появляющегося, возможно, в соответствии с первым минимумом комплексного коэффициента взаимной когерентности μ_{12} , по формуле из [9] найдем величину $a_s = 0,61 \cdot (\lambda / 2\theta_{\min}) = 227$ мкм. Это значение необходимо рассматривать как некоторое приближение к действительной величине a_s .

Математическая модель макета требует задания координат частиц. Чтобы иметь абсолютно полный контроль над математическим макетом, решено было не использовать для этих целей генератор случайных чисел, а задавать координаты вручную, с заранее подготовленного изображения частиц на листе бумаги, имеющего соответствующие оси координат $O\eta$ и $O\xi$ и разметку. Ввиду трудоемкости задания вручную координат всех частиц физического макета, математический макет, поэтому, имел каждый раз число частиц существенно меньше, чем на физическом макете, но вид функции распределения $f(r)$ выдерживался строго одинаковым.

На рис.7 приведена индикатриса, рассчитанная для математического макета №1 «высокого разрешения» монодисперсных частиц с учетом вкладов от интерференции при следующих основных параметрах модели: $N = 10$, $a_s = 275$ мкм. $z_s = 1000$ мм и диаметре частиц, равным 80 мкм. Видно хорошее качественное совпадение теоретической (рис.7) и измеренной (рис.6) индикатрис рассеяния. Конкретно можно отметить следующее. Примерно одинаковой получается угловая ширина диаграммы, равная $\theta_{0,1} = 6,67 \cdot 10^{-3}$ рад - (а), по которой определяется величина d_{32} . Провал

вблизи оптической оси находится в обоих случаях при $\theta_{\min} = (0,5 \dots 1) \cdot 10^{-3}$ рад – (б). Два мощных пика интенсивности в районе углов $\theta \approx 1 \cdot 10^{-3}$ и $\theta \approx 2,25 \cdot 10^{-3}$ рад – (в). В диапазоне углов $\theta = (3 \dots 4) \cdot 10^{-3}$ рад практически отсутствуют колебания интенсивности – (г). Имеется сильный локальный

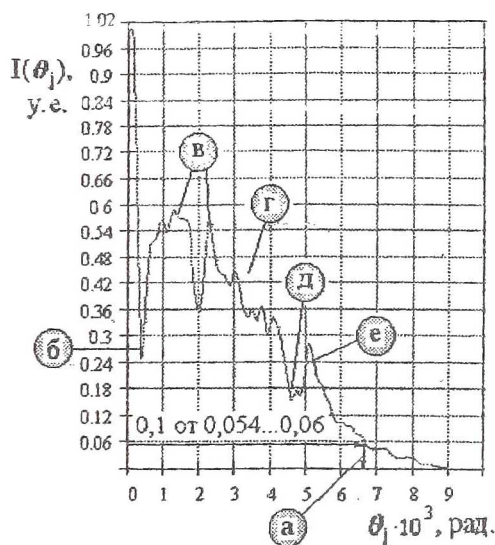


Рис. 7. Индикатриса рассеяния для пробного математического макета «высокого разрешения» с числом частиц $N = 10$

провал в районе углов $\theta = (1,5 \dots 1,75) \cdot 10^{-3}$ рад – (д) и пик интенсивности при $\theta = 5,25 \cdot 10^{-3}$ рад – (е). Указанные качественные и количественные совпадения являются подтверждением достоверности и точности разработанной математической модели. Весьма существенным является то, что она «подтвердила» возможность появления отмечаемых мощных пиков и провалов интенсивности на оптической оси и вблизи неё. Это может

служить подтверждением также и правильности разработанной методики отделения «паразитного» распределения прошедшего света, описанной ранее в пункте (д).

Для иллюстрации на рис.8 (а) и (б), приведены графики индикатрис рассеяния и добавки от интерференции для математических макетов №2 и №3. Макет №2 имел $N = 106$ частиц с $f(r)$ типа логарифмически-нормального распределения, $d_{32} = 87,15$ мкм. Макет №3 - $N = 213$ частиц, $f(r)$ – по типу убывающего экспоненциального распределения (типа известного распределения Розина-Раммлера [3]), $d_{32} = 83,65$ мкм.

Пунктиром на обоих графиках изображены расчетные суммарные индикатрисы, не включающие в себя добавку от интерференции, т.е. рассчитанные в предположении справедливости статистической независимости света, рассеянного случайно расположенными частицами.

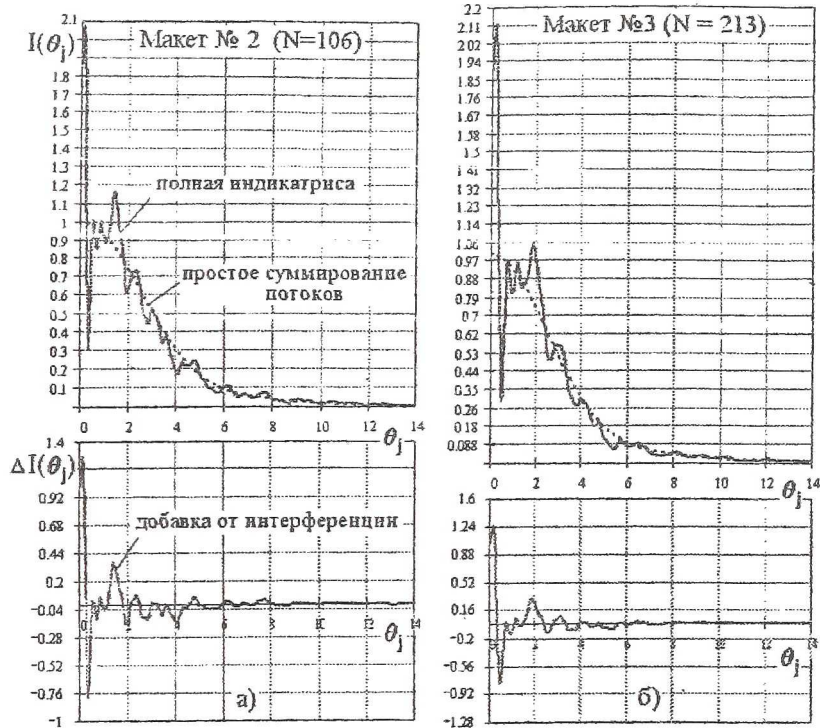


Рис. 8. Индикатрисы рассеяния и добавки от интерференции

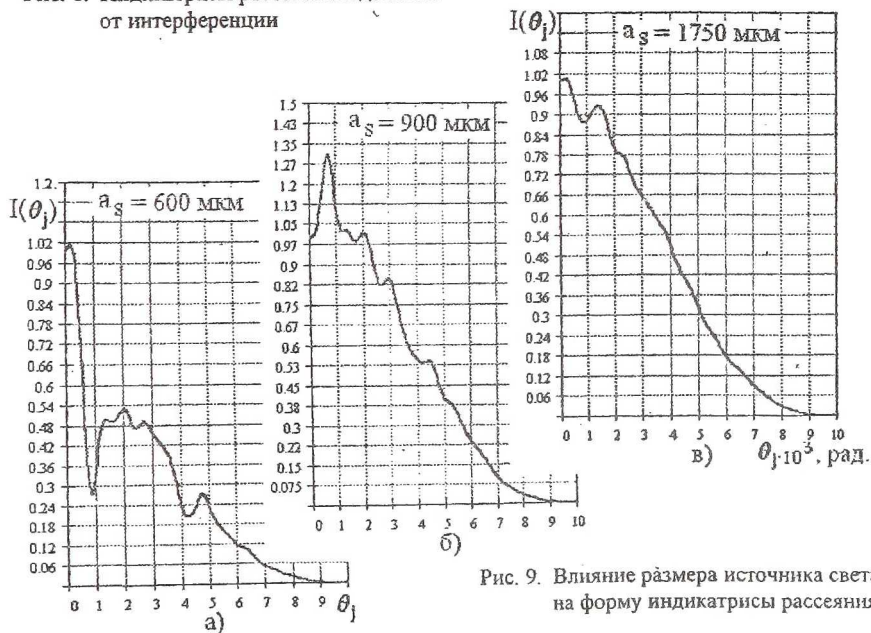


Рис. 9. Влияние размера источника света на форму индикатрисы рассеяния

Такое же протекание суммарной индикатрисы в пределе получается и по полной модели (формула 12) при увеличении размера a , источника света с уровня, в частности, 230...450 мкм до 900...1800 мкм (рис.9). Объяснения этому следующие: с увеличением размеров источника падающий на соседние частицы свет все в меньшей степени будет взаимно когерентным, что приведёт в конечном итоге к ослаблению интерференции в дальнем поле. В математической модели это учитывается быстрым уменьшением комплексного коэффициента взаимной когерентности $\mu_{i,m}$ с увеличением a , (см. (10)).

3. ВЫВОДЫ

Разработана технология и созданы физические макеты «высокого разрешения», позволяющие иметь 10 и более типоразмеров частиц с широкими возможностями для имитирования различных функций распределения частиц по размерам. Макеты позволяют изучать распределение дифракционно рассеянного света без наличия «паразитных» распределений и фона. Диаметры частиц могут изменяться в широком диапазоне от 5 до 150 мкм, число частиц строго контролируется.

Для предсказания и интерпретации протекания экспериментальных индикатрис, а также для повышения достоверности результатов при их сглаживании разработана математическая модель дифракции квазимонохроматического света на случайно расположенных в пространстве частицах.

Изучена и подтверждена возможность появления провала и мощного пика интенсивности вблизи и в центре дифракционной картины за счет влияния интерференции рассеянного частицами света. Тем самым снята ранее имевшая место неопределенность в протекании индикатрисы на указанном участке картины.

Разработанные физические макеты и математическая модель «высокого разрешения» позволили проверить ранее разработанную методику отделения «паразитного» распределения света, проходящего без дифракции, от общего измеряемого распределения. Полученные на настоящее время результаты подтверждают достаточно высокую точность определения характера протекания опытных индикатрис и величин среднего диаметра капель.

Разработанные макеты частиц и модель рассеяния позволяют приступить к широким исследованиям по отработке методик предварительной обработки оптических распределений с целью проверки и повышения надежности определения функции распределения частиц по размерам. Имеющийся

уже задел по этому вопросу позволяет надеяться на получение положительных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лефевр А.Х. Процессы в камерах сгорания ГТД. –М.: Мир, 1986. –586с.
2. Сарв, Низами, Чернянски. Влияние размера капель на образование NO_x в одномерных системах сжигания монодисперсных топливных смесей. // Труды Американского общества инженеров-механиков. Сер.А. –1990. –№7. –С.65-77.
3. Диденко А.А. Исследование качества распыливания топлива и его влияния на характеристики камер сгорания малоразмерных ГТД. // Диссертация на соискание уч. степ. канд. техн. наук. – Самара: Самар. гос. аэрокосм. ун-т (СГАУ), 1996. –267с.
4. Диденко А.А., Рогалев В.В. К вопросу о влиянии параметров качества двухфазной топливо-воздушной смеси на эмиссионные характеристики камер сгорания ГТД. // Вести. СГАУ. Сер.Процессы горения, теплообмена и экология тепловых двигателей. Вып.1; Самар. гос. аэрокосм. ун-т, Самара, 1998. –С.121-136.
5. Лукачев С.В., Ланский А.М., Диденко А.А. Достижения НИЛ-49 (СГАУ) в технике диагностики качества распыливания топлива. // Вести. СГАУ. Сер.Процессы горения, теплообмена и экология тепловых двигателей. Вып.1; Самар. гос. аэрокосм. ун-т, Самара, 1998. –С.246-257.
6. Голубев А.Г., Ягодкин В.Н. Оптические методы измерения дисперсности аэрозолей. / Труды ЦИАМ № 828. –М.: ЦИАМ, 1981. –14с.
7. Байвель Л.П., Логунов А.С. Измерение и контроль дисперсности частиц методом светорассеяния под малыми углами. –М.: Энергия, 1977. –87с.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. –М.: Наука, 1973. –720с.
9. Гудмен Дж. Статистическая оптика. –М.: Мир, 1988. –528с.
10. Применение методов Фурье-оптики. /Под ред. Г.С тарка. –М.: Мир, 1988. –536с.
11. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. –4-е изд. –М.: Наука, 1988. –552с.
12. Численные методы решения некорректных задач. / Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. –М.: Наука, 1990. –232с

УДК 621.452.32

МЕТОДЫ СНИЖЕНИЯ ВЫБРОСОВ КАНЦЕРОГЕННОГО УГЛЕВОДОРОДА БЕНЗ(А)ПИРЕНА АВТОМОБИЛЬНЫМИ ДВС

Матвеев С.Г., Орлов М.Ю., Чечет И.В.

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

Одним из основных источников загрязнения городского воздуха являются двигатели внутреннего сгорания (ДВС), в выхлопных газах которых содержатся окислы азота, окись углерода, несгоревшие углеводороды и ряд